

# Магнитное двулучепреломление света в гематите

© И.Ш. Ахмадуллин, В.А. Голенищев-Кутузов, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,  
420029 Казань, Россия

E-mail: iakhm@kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 10 января 2001 г.  
В окончательной редакции 2 июля 2001 г.)

Исследованы особенности распространения оптического излучения ИК-диапазона в легкоплоскостном антиферромагнетике  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . В геометрии эффекта Коттона–Мутона измерено магнитное двулучепреломление, оценены магнитооптические константы.

Легкоплоскостные антиферромагнетики типа гематита давно привлекают внимание своими необычными магнитоупругими (МУ) и магнитооптическими (МО) свойствами [1,2]. В свою очередь исследование МУ- и МО-свойств позволяет получать более полные сведения о магнитной структуре, обменных взаимодействиях и фазовых переходах в этих системах. В последнее время появился ряд работ, свидетельствующих о том, что данные материалы могут найти практическое применение, в частности для управления оптическими и акустическими пучками. Особый интерес представляет появление для таких сред дополнительной возможности управления с помощью магнитного поля [1]. Однако МО-свойства изучены недостаточно полно. Это связано с тем, что область оптической прозрачности гематита лежит в ИК-области ( $\lambda > 1.2 \mu\text{m}$ ). С появлением доступных источников монохроматического излучения ИК-диапазона (полупроводниковых лазеров) этот пробел может быть восполнен.

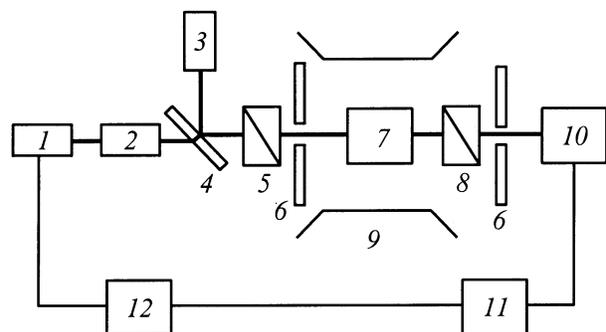
Магнитное двулучепреломление в гематите впервые обнаружено в работе [3], в которой было установлено, что эффект возникает выше температуры Морина  $T_M \approx 260 \text{ K}$ . В последующих работах было исследовано магнитное двулучепреломление под влиянием одноосных механических напряжений [4] и вблизи температуры Морина [5]. В этих работах в тензоре диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ij}$  (1) учитывались лишь члены, квадратичные по вектору антиферромагнетизма  $L$  [6], и не учитывались слагаемые, линейные по  $L$  и магнитному полю  $H$ . Влияние вкладов в  $\varepsilon_{ij}$ , линейных и квадратичных по магнитному полю, рассматривалось в [7], где эти слагаемые возникают из-за зависимости намагниченности  $M$  от магнитного поля  $H$ .

В неантиферромагнитных кристаллах линейное магнитное двулучепреломление обычно является эффектом, квадратичным по  $H$  или  $M$  [8]. В легкоплоскостных антиферромагнетиках типа гематита, характеризуемых параметрами порядка  $L$  и  $M$  ( $M \ll L$ ) [6], в разложении тензора  $\varepsilon_{ij}$  по степеням этих параметров присутствуют слагаемые вида  $L_i H_j \gg M_i H_j$ , которые характерны для антиферромагнетиков с симметрией  $D_{3d}$  [1,2]. Поэтому следует ожидать, например, зависимости двулучепреломления  $\Delta n = \sqrt{\varepsilon} \propto \sqrt{LH}$  от магнитного поля, связанной

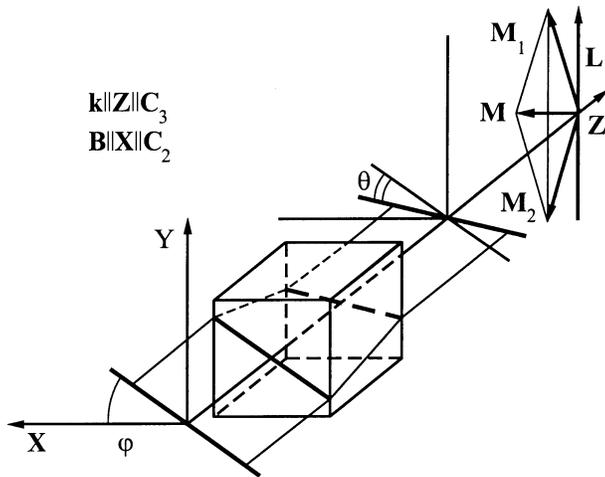
с антиферромагнитным параметром порядка  $L$ . Основываясь на таких посылаках, мы сочли необходимым проведение детального исследования МО-свойств гематита с целью выявления особенностей, связанных с параметром порядка  $L$ . Нам представлялось необходимым изучить конкретную зависимость  $\Delta n$  от магнитного поля, а затем определить реальные параметры, определяющие тензор диэлектрической проницаемости гематита в присутствии магнитного поля.

## 1. Методика и результаты измерений

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Источником ИК-излучения служил полупроводниковый лазер типа ИЛПН-206-1 ( $\lambda = 1,35 \mu\text{m}$ ). Источник питания позволял модулировать излучение с частотой 512 Hz, опорная частота с него подавалась на синхродетектор В9-2. Система линз, входящих в объектив, позволяла получить световой пучок с относительно плоским волновым фронтом. Свет через кварцевую пластину, поляризатор и диафрагму подавался на исследуемый образец, помещенный в зазоре электромагнита. Образцы имели оптически просветленные грани с плоскопараллельностью порядка  $20''$ . Ориентация кристаллографических осей кристалла определялась с



**Рис. 1.** Блок-схема установки. 1 — излучатель лазера, 2 — объектив, 3 — He-Ne-лазер, 4 — кварцевая пластина, 5 — поляризатор, 6 — ирисовая диафрагма, 7 — исследуемый образец, 8 — анализатор, 9 — электромагнит, 10 — фотоприемник, 11 — синхродетектор, 12 — блок питания полупроводникового лазера.



**Рис. 2.** Геометрия эксперимента.  $\varphi$  — угол между плоскостью поляризации падающего света и направлением вектора индукции  $\mathbf{B}$ ,  $\theta$  — угол поворота плоскости поляризации выходящего света по отношению к плоскости поляризации падающего,  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — намагниченности подрешеток.

точностью до  $0.3^\circ$  методом рентгеноструктурного анализа. Длина образцов вдоль направления распространения света составляла 0.057 либо 0.62 см. Размер более тонкого образца выбирался таким, чтобы разность фаз света на выходе образца была меньше  $\pi/2$ . Ориентация образца в зазоре магнита контролировалась при помощи юстировочного He–Ne-лазера, что позволяло минимизировать вклад в двулучепреломление, обусловленный непараллельностью между направлением распространения света и оптической осью кристалла.

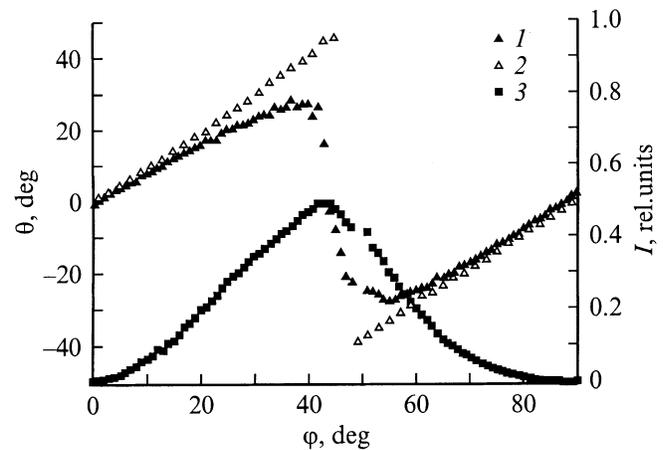
После образца световой пучок через анализатор и вторую диафрагму попадал на вход фотоприемника. Чувствительным элементом приемника являлся одноэлементный фоторезистор с системой охлаждения и термостабилизации по эффекту Пельтье. Продетектированный сигнал усиливался прецизионными операционными усилителями типа К140УД17А с регулируемым коэффициентом усиления до  $10^5$  и подавался на синхронный детектор.

Индукция магнитного поля варьировалась в пределах 0–2.1 Т. Конструкция магнита позволяла изменять величину воздушного зазора и регулировать положение полюсных наконечников для получения более высокой однородности магнитного поля. Эксперименты проводились с двумя значениями зазора (50 и 13 мм). В первом случае магнитное поле имело неоднородность с градиентом до 3–4 мТ/см. Во втором случае однородность создаваемого магнитного поля была заметно лучшей, что контролировалось при помощи ЯМР-измерителя магнитной индукции ШИ-1.

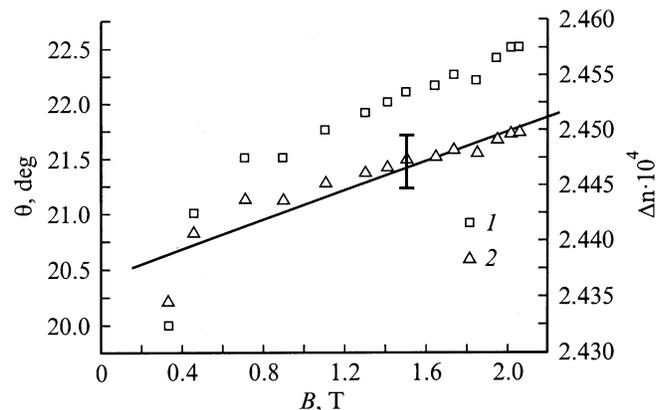
Исследовалось прохождение линейно поляризованного света вдоль оси  $Z \parallel C_3$ . В экспериментах регистрировались зависимости угла поворота  $\theta$  плоскости поляризации света на выходе образца от угла  $\varphi$  между

плоскостью поляризации входящего света и направлением магнитного поля (рис. 2). (Для эллиптической поляризации выходящего света разность  $\varphi - \theta$  определяется углом между большой полуосью эллипса и магнитным полем.) Волновой вектор  $\mathbf{k}$  был параллелен оси симметрии третьего порядка кристалла. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлялось вдоль одной из осей симметрии второго порядка. Все измерения проводились при комнатной температуре ( $T \sim 295$  К).

На рис. 3 приведены зависимости угла поворота  $\theta$  плоскости поляризации от угла  $\varphi$  для более высокой (кривые 2) и меньшей (кривая 1) однородности магнитного поля. Для более однородного магнитного поля эта зависимость в интервалах  $0-40^\circ$  и  $50-90^\circ$  практически линейна, неоднородность нарушает ее ли-



**Рис. 3.** Зависимость угла поворота  $\theta$  от угла  $\varphi$  между плоскостью поляризации падающего света и направлением вектора индукции постоянного внешнего магнитного поля. 1 — зазор магнита 50 мм, 2 — 13 мм; 3 — относительная интенсивность света на входе фотоприемника.  $B = 0.71$  Т.



**Рис. 4.** Зависимости угла поворота  $\theta$  (1) и наведенного магнитным полем двулучепреломления  $\Delta n$  (2) при фиксированном угле  $\varphi = 22.5^\circ$  от величины магнитного поля высокой однородности. Сплошная линия — аппроксимация методом наименьших квадратов экспериментальных данных линейной зависимостью  $\Delta n(B)$ .

нейность (рис. 3). Заметим, что в наших экспериментах поляризация выходящего света меняется с изменением угла  $\varphi$ : она линейна при  $\varphi = 0$  и  $90^\circ$ , круговая при  $\varphi = 45^\circ$  и эллиптическая при промежуточных значениях. Это подтверждается характером изменения интенсивности проходящего света от минимума при почти полном поглощении линейно поляризованного света скрещенными поляризаторами до максимума при круговой поляризации света на выходе из образца (кривая 3 на рис. 3). Рис. 4 демонстрирует измеренную зависимость угла поворота  $\theta$  при фиксированном угле  $\varphi = 22.5^\circ$  от величины магнитного поля высокой однородности (кривая 1).

## 2. Обсуждение результатов

МУ- и МО-свойства легкоплоскостных антиферромагнетиков в упорядоченной фазе определяются двумя параметрами порядка — вектором суммарной намагниченности  $\mathbf{M}$  и вектором антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  [6]

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2,$$

где  $\mathbf{M}_i$  — намагниченность подрешеток ( $i = 1, 2$ ) в неколлинеарной фазе [1,2].

Гематит имеет структуру  $I^+3^+2^-$ , и выше температуры Морина ( $T_M \approx 260$  К) вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  лежит в легкой плоскости намагниченности перпендикулярно оси третьего порядка [1,6]. Геометрия эксперимента такова, что вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  также лежит в легкой плоскости намагниченности, и если его величина превышает пороговое значение  $B_S \sim 0.15$  Т, при котором происходит монодоменизация кристалла, то  $\mathbf{L} \perp \mathbf{B}$ . При выборе  $\mathbf{B}$  в качестве оси  $X$ , а вектора  $\mathbf{L}$  — в качестве оси  $Y$  в легкой плоскости разложение тензора диэлектрической проницаемости по степеням вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  с точностью до членов  $L^2$  приводится к виду [1]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{\perp} + \alpha_{14}BL + \alpha_{12}L^2, & \varepsilon_{yy} &= \varepsilon_{\perp} - \alpha_{15}BL + \alpha_{11}L^2, \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_{\parallel} + \alpha_{34}BL + \alpha_{31}L^2, \\ \varepsilon_{xy} &= (i\alpha_0 - \alpha_{18}L)B_z, & \varepsilon_{xz} &= -\alpha_{68}LB_z, \\ \varepsilon_{yz} &= -i\alpha_1B + i\alpha_2L - \alpha_{61}L^2 - \alpha_{64}LB_z. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_{\parallel}$  и  $\varepsilon_{\perp}$  — диэлектрические постоянные вдоль оси третьего порядка (ось  $Z$ ) и перпендикулярно ей в отсутствие магнитного поля,  $\alpha_{ij}$ ,  $\alpha_k$  — МО-константы. При выводе выражений (1) кристалл считался оптически прозрачным, что накладывает условие самосопряженности на тензор диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ij}$ :  $\varepsilon_{ji} = \varepsilon_{ij}^*$ . В (1) не выписаны явно слагаемые, пропорциональные спонтанной намагниченности  $M_S$  (замена  $B \rightarrow M$ ); они учтены в перенормировке коэффициентов  $\alpha_{ij}$  [1].

Обращает на себя внимание зависимость недиагональных членов тензора  $\varepsilon_{ij}$  от  $z$ -компоненты магнитной индукции  $B_z$ . При  $B_z = 0$   $\varepsilon_{xy} = 0$  и свет в кристалле

линейно поляризован [2] в отличие от эллиптической поляризации при  $B_z \neq 0$  [2].

Для указанной выше геометрии эксперимента, когда свет распространяется вдоль оси  $Z \parallel C_3$ , нормальные моды имеют вид

$$n_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[ (\Omega_{xx} + \Omega_{yy}) \pm \sqrt{(\Omega_{xx} - \Omega_{yy})^2 + 4\Omega_{xy}^2} \right], \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_1 = \frac{1}{1 + \alpha^2} \begin{pmatrix} |\alpha| \\ -\frac{|\alpha|}{\alpha} \end{pmatrix} \exp i(\omega t - k_1 z),$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_2 = \frac{1}{1 + \alpha^2} \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha \end{pmatrix} \exp i(\omega t - k_2 z), \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{2\Omega_{xy}}{2\Omega_{xx} - \left[ (\Omega_{xx} + \Omega_{yy}) + \sqrt{(\Omega_{xx} - \Omega_{yy})^2 + 4\Omega_{xy}^2} \right]}, \quad (4)$$

где  $\Omega_{xx} = \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xz}^2/\varepsilon_{zz}$ ,  $\Omega_{yy} = \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{yz}^2/\varepsilon_{zz}$ ,  $\Omega_{xy} = \varepsilon_{xy} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{yz}^*/\varepsilon_{zz}$ ,  $n_{1,2}$  — коэффициенты преломления,  $k_i = n_i\omega/c$ ,  $\omega$  — частота,  $c$  — скорость света. При этом матрица Джонса [2,9] имеет вид

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=h} = \begin{pmatrix} \cos(\delta) - i \sin(\delta) \cos \chi & -i \sin(\delta) \sin \chi^* \\ -i \sin(\delta) \sin \chi & \cos(\delta) + i \sin(\delta) \cos \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_{z=0}, \quad (5)$$

где  $\sin \chi = 2\alpha/(1 + \alpha^2)$ ,  $\cos \chi = (1 - \alpha^2)/(1 + \alpha^2)$ ,  $h$  — толщина кристалла,  $2\delta = h(k_1 - k_2)$  — разность фаз нормальных мод (2), (3),  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ . Как следует из (1), (3), (4), при  $B_z = 0$  нормальные моды (3) линейно поляризованы, в противном случае они поляризованы эллиптически.

Если на кристалл вдоль оси  $Z$  падает линейно поляризованный свет, вектор поляризации которого составляет угол  $\varphi$  с вектором магнитной индукции, то с помощью (5) можно найти угол поворота  $\theta$  плоскости поляризации выходящего света

$$\operatorname{tg}[2(\varphi - \theta)] = \frac{a + b \operatorname{tg} 2\varphi}{c + d \operatorname{tg} 2\varphi}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \sin \chi'' \sin 2\delta + 2 \sin \chi' \cos \chi \sin^2 \delta, \\ b &= \cos^2 \delta + \sin^2 \delta (\sin^2 \chi' - \sin^2 \chi'' - \cos^2 \chi), \\ c &= \cos^2 \chi + \sin^2 \chi \cos 2\delta, \\ d &= 2 \sin \chi' \cos \chi \sin^2 \delta - \sin \chi'' \sin 2\delta. \end{aligned}$$

Если  $\alpha' = 0$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\sin \chi'' \ll 1$ , то выражение (6) переходит в формулу, указанную в [2]. Рассмотрим два случая.

а) Линейная поляризация ( $B_z = 0$ ). В этом случае  $\alpha = 0$ , т.е. нормальные моды (3) линейно поляризованы, и для угла поворота плоскости поляризации  $\theta$  вместо (6) получим

$$\operatorname{tg}[2(\varphi - \theta)] = \cos 2\delta \operatorname{tg} 2\varphi, \quad (7)$$

$$2\delta \cong \frac{\pi h}{\lambda n_0} [(\alpha_{12} - \alpha_{11})L^2 + (\alpha_{14} + \alpha_{15})LB],$$

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} = 2.84. \quad (8)$$

Выражение (7), совпадающее с выражением, полученным в [10], хорошо описывает зависимость, представленную на рис. 5 (кривая 1). Следует отметить, что зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля в легкой плоскости определяется только разностью фаз (8). Разность фаз  $2\delta = 2\pi h(n_1 - n_2)/\lambda$ , поэтому как следует из (7), зависимость двулучепреломления  $\Delta n$  от магнитного поля  $B$  можно представить в виде

$$\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi h} \arccos \left[ \frac{\operatorname{tg} 2(\varphi - \theta)}{\operatorname{tg} 2\varphi} \right] + \frac{\lambda}{h}, \quad (9)$$

где слагаемое  $\lambda/h$  учитывает дополнительный сдвиг фаз в  $2\pi$ , возникающий в толстом образце по сравнению с тонким.

Экспериментальные данные представлены на рис. 4 (кривая 2), который демонстрирует измеренную зависимость наведенного магнитным полем двулучепреломления  $\Delta n$  при фиксированном угле  $\varphi = 22.5^\circ$  от величины магнитного поля высокой однородности. Там же сплошной линией представлены результаты подгонки экспериментальных данных для двулучепреломления методом наименьших квадратов. Это позволило определить значения констант, входящих в выражение (8),

$$(\alpha_{12} - \alpha_{11})L^2 \approx 3.1 \cdot 10^{-4}, \quad (\alpha_{14} + \alpha_{15})L \approx 8.35 \cdot 10^{-10} \text{ Т}^{-1},$$

или, подставляя взятое из работы [11] значение для  $L$ , равное 0.1740 Т, получаем

$$\alpha_{12} - \alpha_{11} \approx 1.02 \cdot 10^{-2} \text{ Т}^{-2}, \quad \alpha_{14} + \alpha_{15} \approx 4.8 \cdot 10^{-9} \text{ Т}^{-2}.$$

В магнитном поле  $B < B_S$  монокристаллическая структура кристалла начинает разрушаться. И хотя вектор антиферромагнетизма в пределах каждого домена не равен нулю, результирующий вектор  $\mathbf{L} \rightarrow 0$ , а следовательно, и разность фаз  $2\delta$ . Кроме того, поскольку  $L$  определяется обменными полями  $B_E$  (имеющими порядок величины  $10^3$  Т), в использованных в эксперименте полях модуль вектора антиферромагнетизма не зависит от поля  $B$ . Слагаемые же, пропорциональные намагниченности  $M$

$$M = \frac{M_S + \chi B}{1 + 4\pi\chi},$$

где  $\chi \ll 1$  — магнитная восприимчивость,  $M_S < L$  — спонтанная намагниченность монокристаллического кристалла, вносят в силу указанных неравенств малый вклад в перенормировку параметров  $\alpha_{ij}$  [1, с. 57].

б) Эллиптическая поляризация ( $B_z \neq 0$ ). В этом случае, как следует из выражений (1),  $\varepsilon_{xy} \neq 0$  (т.е.  $\alpha \neq 0$ ) и нормальные моды (3) поляризованы эллиптически. Поэтому в данном случае имеют место эллиптическое двулучепреломление и вращение плоскости поляризации. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от угла  $\varphi$  дается общим выражением (6).

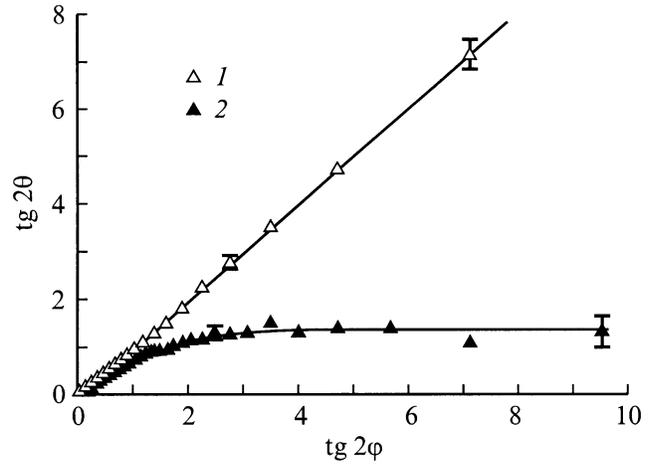


Рис. 5. Зависимости  $\operatorname{tg} 2\theta$  от  $\operatorname{tg} 2\varphi$  для однородного (1) и неоднородного (2) магнитных полей ( $B = 0.71$  Т).

Теперь, как видно из (6), зависимость  $\operatorname{tg}[2(\varphi - \theta)]$  от  $\operatorname{tg} 2\varphi$  носит нелинейный характер. Эта нелинейность обусловлена не равным нулю множителем  $d$ , пропорциональным  $\varepsilon_{xy} \sim B_z$ . В отличие от случая а зависимость угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля в легкой плоскости определяется не только разностью фаз, но и зависимостью  $\varepsilon_{xy}$  от  $z$ -компоненты магнитного поля  $B_z$ . Экспериментальные данные приведены на рис. 5 (кривая 2). Там же сплошной линией представлены результаты подгонки экспериментальных данных выражением с помощью (6) метода наименьших квадратов при  $B_z = 5.5$  мТ. В данном случае эта величина, по-видимому, является характеристикой неоднородности магнитного поля по объему образца.

## Список литературы

- [1] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. УрО АН СССР, Свердловск (1990). 134 с.
- [2] Г.А. Смоленский, Р.В. Писарев, И.Г. Синий. УФН **116**, 231 (1975).
- [3] Р.В. Писарев, И.Г. Синий, Г.А. Смоленский. Письма в ЖЭТФ **9**, 294 (1969).
- [4] В.С. Меркулов, Е.Г. Рудашевский, А.Ле Галль, К. Лейкюрас. ЖЭТФ **75**, 2(8), 628 (1978).
- [5] В.С. Меркулов, Е.Г. Рудашевский, А.Ле Галль, К. Лейкюрас. ЖЭТФ **80**, 1, 161 (1981).
- [6] И.М. Дзялошинский. ЖЭТФ **32**, 6, 1547 (1957).
- [7] В.С. Меркулов. Кристаллография **28**, 3, 421 (1983).
- [8] Е.А. Туров. ЖЭТФ **92**, 5, 1886 (1987).
- [9] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ФТТ **26**, 1, 220 (1984).
- [10] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973). 855 с.
- [11] Е.А. Туров. ЖЭТФ **98**, 2(8), 655 (1990).